

ВЛИЯНИЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ НА КРИТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Е. В. Дугинов, А. В. Ханефт

Кемеровский государственный университет, 650043 Кемерово, khaneft@kemsu.ru

Получен аналитический критерий зажигания конденсированного взрывчатого вещества коротким лазерным импульсом с гауссовым распределением энергии по сечению пучка с учетом зависимости коэффициента поглощения от температуры. Зависимость критической плотности энергии зажигания от радиуса пучка обусловлена радиальной составляющей теплоотода из реакционного объема. Оценки критической плотности энергии лазерного импульса по критерию хорошо согласуются с результатами численного решения уравнения теплопроводности.

Ключевые слова: критерий зажигания, лазерный импульс, конденсированные взрывчатые вещества.

ВВЕДЕНИЕ

Работы по экспериментальному изучению воздействия лазерного излучения на твердые топлива и взрывчатые вещества (ВВ) стали развиваться вслед за созданием первых лазеров. Было показано, что время задержки и критическая плотность энергии зажигания твердых топлив и ВВ зависят от длительности и плотности энергии лазерного импульса, а также от диаметра светового пучка [1–8]. В последние годы интерес к лазерному инициированию ВВ и взрывчатых составов на их основе вновь возрос в связи с изучением механизма инициирования ВВ, а также с возможностью их применения в качестве инициаторов для детонаторов в оптических системах инициирования [9–12].

Теория зажигания конденсированных веществ широким световым пучком достаточно хорошо разработана [13–15]. Имеются результаты по численному моделированию инициирования ВВ лазерным излучением [14–19]. В последние годы опубликован ряд теоретических работ по влиянию диаметра лазерного пучка на характеристики процесса зажигания конденсированных ВВ [20–23]. Однако данные теории не объясняют сильную зависимость критической плотности энергии инициирования взрывчатых веществ от диаметра лазерного пучка, наблюдаемую, например, в экспериментах [3, 8].

Одной из возможных причин размерного эффекта могут быть нелинейные процессы.

Следует заметить, что в вышеперечисленных теоретических работах не учитывалась зависимость коэффициента поглощения от температуры. Однако известно, что в действительности коэффициент поглощения в полупроводниках и диэлектриках зависит от температуры. Причем в разных спектральных областях поглощения он может как возрастать с повышением температуры, так и понижаться [24, 25]. Естественно, зависимость коэффициента поглощения от температуры будет влиять на критическую плотность энергии инициирования конденсированных ВВ лазерным излучением, а также на ее зависимость от радиуса пучка.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим влияние зависимости коэффициента поглощения от температуры на критическую энергию инициирования конденсированных ВВ лазерным излучением. Пучок лазерного излучения падает нормально на поверхность твердого тела параллельно оси z . Выберем начало координат в точке пересечения оси пучка с плоскостью поверхности. Примем, что распределение интенсивности по сечению лазерного пучка имеет гауссову форму [26]:

$$I(r, t) = I_0(t) \exp(-r^2/r_0^2). \quad (1)$$

Здесь r — расстояние от оси пучка; r_0 — характерный радиус пучка; $I_0(t)$ — плотность потока энергии в центре пучка, определяемая выражением

$$I_0(t) = \frac{W}{6\tau_m} \left(\frac{4t}{\tau_m} \right)^4 \exp\left(-\frac{4t}{\tau_m}\right),$$

где τ_m — длительность переднего фронта импульса, связанная с длительностью импульса, измеренного на полувысоте, выражением $\tau_i = 1.19\tau_m$. Причем

$$\int_0^{\infty} I_0(t) dt = W,$$

где W — плотность энергии лазерного импульса. Плотность энергии в центре пучка W и радиус r_0 определяются в эксперименте с использованием сканирующей диафрагмы [3, 11].

Запишем уравнение теплопроводности в цилиндрической системе координат с учетом зависимости коэффициента поглощения от температуры:

$$\begin{aligned} c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = & \lambda \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right] + \\ & + \alpha(1-A)I_0(t) \exp\left(-\int_0^z \alpha dz' - \frac{r^2}{r_0^2}\right) + \\ & + qK_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} T(r, z, 0) = T_0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_0} = 0, \\ \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=L} = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь r, z — координаты; R_0 и L — радиус и длина цилиндрического образца; T_0 — начальная температура образца; λ, c — теплопроводность и теплоемкость вещества; ρ — плотность вещества; q, K_0, E — тепловой эффект экзотермической реакции, предэкспонент и энергия активации скорости разложения соответственно; R — газовая постоянная; A — коэффициент отражения. Внешний теплоотвод в данной задаче не учитывался. Полагалось, что длительность лазерного импульса и время задержки зажигания значительно меньше характерного времени внешнего теплоотвода.

Перед тем как провести численное решение уравнения теплопроводности (2), получим критерий зажигания конденсированного

ВВ лазерным импульсом с учетом зависимости коэффициента поглощения от температуры. Это позволит оценить критическую плотность энергии лазерного импульса, а также характерные размеры реакционной области, в которой происходит зажигание ВВ в зависимости от радиуса светового пучка. Знание данных параметров сужает область поиска численными расчетами критической плотности энергии лазерного импульса, а также позволяет оценить шаги разностной схемы по координатам r, z .

ВЫВОД КРИТЕРИЯ ЗАЖИГАНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВВ КОРОТКИМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Получим критерий инициирования конденсированного ВВ коротким лазерным импульсом гауссовой формы по сечению пучка с учетом зависимости коэффициента поглощения от температуры. В случае поглощения наносекундного лазерного импульса взрывчатым веществом при условии, что время задержки зажигания значительно превышает длительность лазерного импульса, а диффузией тепла из зоны облучения можно пренебречь, уравнение (2) принимает вид

$$\begin{aligned} c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \\ = \alpha(1-A)I_0(t) \exp\left(-\int_0^z \alpha dz' - \frac{r^2}{r_0^2}\right). \end{aligned} \quad (4)$$

Получим выражение для распределения температуры в образце по окончании действия лазерного импульса. Скорость изменения температуры на оси z равна

$$\frac{\partial T(0, z, t)}{\partial t} = \frac{\alpha(1-A)I_0(t)}{c\rho} \exp\left(-\int_0^z \alpha dz'\right).$$

Возьмем логарифм от данного выражения, а потом производную по координате z . В итоге после преобразований имеем

$$\alpha = \frac{d \ln \alpha}{dT} \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\ln \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) \right]. \quad (5)$$

Коэффициент поглощения твердых тел, согласно, например, работе [27], линейно зависит от температуры. Представим его в следующем виде:

$$\alpha = \alpha_0 + \beta(T - T_0), \quad (6)$$

где α_0 — коэффициент поглощения при температуре T_0 , параметр β характеризует изменение коэффициента поглощения при изменении температуры на один градус. С учетом (6) выражение (5) можно переписать в виде

$$\alpha \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\beta}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right). \quad (7)$$

Зададим распределение температуры на оси z в образце в виде произведения двух независимых функций, зависящих от z и t соответственно:

$$T(z, t) = f_1(z)f_2(t).$$

Подставив данное выражение для T в уравнение (7), получим, что

$$\frac{df_1}{dz} = - \frac{\alpha f_1}{1 - (\beta/\alpha)f_1 f_2}.$$

Далее умножим левую и правую части данного выражения на f_2 . В итоге запишем уравнение для производной

$$\frac{dT}{dz} = - \frac{\alpha T}{1 - (\beta/\alpha)T}.$$

Решение данного уравнения имеет вид

$$T = C_1 + \alpha C_2 \exp \left(- \int_0^z \alpha dz' \right).$$

Постоянные интегрирования C_1 и C_2 определяются из условия, что в начале координат по окончании лазерного импульса температура равна

$$T = T_m = T_0 + \frac{\alpha(T_m)(1 - A)W}{c\rho}. \quad (8)$$

Отсюда

$$C_1 = T_0, \quad C_2 = \frac{(1 - A)W}{c\rho}.$$

Далее, учитывая зависимость температуры от радиуса пучка, окончательно получаем

$$T(z, r) = T_0 + \frac{\alpha(1 - A)W}{c\rho} \exp \left(- \int_0^z \alpha dz' - \frac{r^2}{r_0^2} \right). \quad (9)$$

Критерий зажигания конденсированных взрывчатых веществ определяется из условия, что скорость выделения тепла Q_+ в зоне химической реакции равняется скорости теплоотвода Q_- из этой зоны в глубь вещества [13, 28], т. е.

$$Q_+ = Q_-. \quad (10)$$

Ширина реакционной зоны определяется таким образом, чтобы скорость химической реакции на границе реакционной зоны была в e раз меньше, чем на поверхности [13].

Для двумерного случая критерий зажигания конденсированного вещества (10) можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned} \pi r_1^2 z_1 q K_0 \exp \left(- \frac{E}{RT_m} \right) = \\ = - \lambda \pi r_1^2 \frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{r=0} - 2 \lambda \pi r_1 z_1 \frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{z=0}, \quad (11) \end{aligned}$$

т. е. скорость тепловыделения в реакционном объеме $v = \pi r_1^2 z_1$ равняется потоку тепла из этого объема в глубь вещества. Здесь r_1 и z_1 — радиус и толщина реакционного объема; T_1 — температура образца на границе реакционного объема, на которой скорость химической реакции уменьшается в e раз. Температура T_1 равна [13]

$$T_1 = \frac{T_m}{1 + RT_m/E}. \quad (12)$$

Получим аналитические выражения для производных $\frac{\partial T_1}{\partial z} \Big|_{r=0}$ и $\frac{\partial T_1}{\partial r} \Big|_{z=0}$ с учетом зависимости коэффициента поглощения от температуры: $\alpha = \alpha(T(r, z))$. Для этого выражение (9) преобразуем к виду

$$\ln(T - T_0) =$$

$$= \ln \left[\frac{(1 - A)W}{c\rho} \right] + \ln \alpha - \int_0^z \alpha dz' - \frac{r^2}{r_0^2}. \quad (13)$$

Далее возьмем от левой и правой частей выражения (13) производную по z при $r = 0$. В результате

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{r=0} = - \frac{\alpha^2(T - T_0)}{\alpha - (T - T_0)(\partial\alpha/\partial T)}. \quad (14)$$

Теперь возьмем от выражения (13) производную по r при $z = 0$, получим

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{z=0} = - \frac{2r\alpha(T - T_0)}{r_0^2[\alpha - (T - T_0)(\partial\alpha/\partial T)]}. \quad (15)$$

Заменим в формулах (14) и (15) температуру T на T_1 (формула (12)) и r на r_1 . В итоге имеем

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial z} \right|_{r=0} = - \frac{\alpha\Delta T_m}{F(\gamma)[1 - \beta\Delta T_m/\alpha F(\gamma)]}, \quad (16)$$

$$\left. \frac{\partial T_1}{\partial r} \right|_{z=0} = - \frac{2r_1\Delta T_m}{r_0^2 F(\gamma)[1 - \beta\Delta T_m/\alpha F(\gamma)]}, \quad (17)$$

где

$$F(\gamma) = \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma T_0/T_m}, \quad \Delta T_m = \frac{\alpha W(1 - A)}{c\rho},$$

$$\alpha = \alpha(T_m), \quad \beta = \frac{\partial\alpha(T_m)}{\partial T}, \quad \gamma = \frac{RT_m}{E}.$$

Подставив производные (16) и (17) в критерий зажигания (11), получим выражение для вычисления критической температуры:

$$\begin{aligned} z_1 q K_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) &= \\ &= \lambda \frac{\Delta T_m}{F(\gamma)[1 - \beta\Delta T_m/\alpha F(\gamma)]} \left(\alpha + \frac{4z_1}{r_0^2}\right). \end{aligned} \quad (18)$$

Из уравнения (18) видно, что в случае широкого светового пучка ($\alpha \gg 4z_1/r_0^2$) критическая температура зажигания не будет зависеть от r_0 и будет определяться выражением

$$z_1 q K_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_m}\right) = \lambda \frac{\alpha\Delta T_m}{F(\gamma)[1 - \beta\Delta T_m/\alpha F(\gamma)]}.$$

В случае узкого светового пучка ($\alpha \ll 4z_1/r_0^2$) критическая температура зажигания, согласно (18), будет определяться радиальным теплоотводом, т. е. возникнет размерный эффект — зависимость критической плотности энергии от радиуса лазерного пучка.

При $\beta = 0$ критерий зажигания (18) совпадает с критерием, полученным в работе [22] при $\alpha = \text{const}$, который был проверен ранее при численном решении задачи о зажигании пороха лазерным излучением [29, 30]. Результаты аналитической оценки критической плотности энергии зажигания конденсированного ВВ лазерным импульсом достаточно хорошо совпали

с результатами численного решения уравнения теплопроводности.

Определим характерные размеры реакционного объема r_1 и z_1 , следуя подходу, изложенному в работе [13]. В случае $z = 0$ температура на периметре окружности радиусом r_1 равна

$$T_1 = T_0 + \Delta T_m \exp\left(-\frac{r_1^2}{r_0^2}\right).$$

Сравнивая данное выражение с формулой (12), получим [22]

$$r_1 = r_0 \left(\ln \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma T_0/\Delta T_m}\right)^{1/2}. \quad (19)$$

В случае $r = 0$ температура в плоскости $z = z_1$ равна

$$T_1 = T_0 + \Delta T_m \exp\left(-\int_0^{z_1} \alpha dz'\right).$$

Сравнивая это выражение с формулой (12), получим

$$\int_0^{z_1} \alpha dz' = \ln \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma T_0/\Delta T_m}.$$

Предположим, что зажигание ВВ происходит в очень узкой области, т. е. в области $z_1 \ll \alpha^{-1}$. Следовательно,

$$\int_0^{z_1} \alpha dz' \approx \alpha(T_m) z_1.$$

Отсюда

$$z_1 \approx \frac{1}{\alpha(T_m)} \ln \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma T_0/\Delta T_m}, \quad (20)$$

что естественно согласуется с выражением для толщины реакционного объема z_1 , полученным в работе [13].

Критическая плотность энергии лазерного импульса вычисляется по формуле

$$W^* = \frac{c\rho\Delta T_m}{\alpha(T_m)(1 - A)}. \quad (21)$$

Для типичных ВВ $\gamma \ll 1$. При $\gamma \ll 1$ характерные размеры реакционного объема r_1 и z_1 определяются по следующим выражениям:

$$r_1 = r_0 \left(\frac{\gamma T_m}{\Delta T_m} \right)^{1/2}, \quad z_1 = \frac{\gamma T_m}{\alpha(T_m) \Delta T_m}, \quad (22)$$

а $F(\gamma) \approx 1$.

При $\gamma \ll 1$ и $\beta = 0$ критерий зажигания (18) с учетом выражений (22) можно преобразовать к виду

$$t_{ad} = t_1, \quad (23)$$

где t_{ad} , t_1 — адиабатическое время разогрева и характерное время тепловой релаксации реакционного объема, определяемые выражениями

$$t_{ad} = \frac{c\rho RT_m^2}{qK_0 E} \exp \frac{E}{RT_m}, \quad t_1^{-1} = a \left(\frac{4}{r_1^2} + \frac{1}{z_1^2} \right). \quad (24)$$

Здесь $a = \lambda/c\rho$ — температуропроводность.

Следовательно, условию зажигания (10) можно придать новый физический смысл: критическая температура зажигания определяется из равенства адиабатического периода индукции экзотермической реакции характерному времени тепловой релаксации реакционного объема.

На рис. 1 приведены результаты расчета критической плотности энергии лазерного импульса зажигания ВВ в зависимости от радиуса светового пучка. Решение системы уравнений (18)–(20) проводилось методом итераций. После вычисления температуры T_m вычислялись размеры реакционного объема r_1 и z_1 , критическая плотность энергии W^* (выражение (21)).

Расчеты показали, что относительные размеры реакционного объема r_1/r_0 и $z_1\alpha$ практически не зависят от параметра β . Причем $r_1/r_0 \approx 0.22 \ll 1$, $z_1\alpha \approx 0.05 \ll 1$. Следовательно, при численном решении уравнения теплопроводности (2) в области реакционного объема шаги по координатам r и z должны удовлетворять неравенствам

$$h_{ri} \ll r_1, \quad h_{zi} \ll z_1,$$

а при численном решении уравнения теплопроводности необходимо использовать переменные шаги по координатам.

Расчеты проведены при следующих теплофизических и кинетических параметрах ВВ: $\lambda = 2.51 \cdot 10^{-1}$ Вт/(м·К), $\rho = 1.77 \cdot 10^3$ кг/м³, $E = 196.6$ кДж/моль, $Z = 6.3 \cdot 10^{19}$ с⁻¹, $Q = 1.26$ МДж/кг, $c = 1.26 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К). Здесь Z — частотный фактор, а Q — тепловой эффект реакции на единицу массы вещества.

Предэкспонент скорости выделения тепла в единице объема вещества определялся по выражению

$$qK_0 = Z\rho Q = 1.4 \cdot 10^{29} \text{ Дж}/(\text{с} \cdot \text{м}^3).$$

При моделировании зажигания ВВ полагали $A = 0.6$, $\alpha_0 = 150$ см⁻¹, $\beta = 0 \pm 0.1$ см⁻¹·К⁻¹, размеры образца $R_0 = 2$ мм и $L = 1$ мм.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Уравнение теплопроводности (2) с граничными условиями (3) решалось численно. При этом уравнение теплопроводности по пространственным переменным расщеплялось на два уравнения [31]:

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \alpha(1-A)I_0(t) \exp \left(- \int_0^z \alpha dz' - \frac{r^2}{r_0^2} \right) + qK_0 \exp \left(- \frac{E}{RT} \right), \quad (25)$$

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right), \quad (26)$$

которые решались последовательно. Решение уравнения (25) на i -м временном слое являлось начальным условием для уравнения (26), а решение уравнения (26) — начальным условием для уравнения (25) на $i+1$ -временном слое, т. е. окончательное вычисление температуры на i -м временном слое происходило при численном решении уравнения (26). При этом число уравнений (25) было равно числу разбиений N_r разностной сетки по координате r , а число уравнений (26) равнялось числу разбиений N_z по координатной сетке z . В расчетах задавали $N_r = N_z = 91$. Аррениусовская нелинейность линеаризовывалась на каждом временном шаге при помощи преобразования Франк-Каменецкого [32].

Для уравнений (25) и (26) составлялись неявные схемы, которые решались методом прогонки. Координатные сетки строились неравномерными. Шаги по координатам r и z вычислялись по алгоритму [33]

$$h_{zi+1} = qh_{zi}, \quad h_{ri+1} = qh_{ri},$$

т. е. по закону геометрической прогрессии. Здесь q — коэффициент увеличения шага. Коэффициенты увеличения шага по z и r брали одинаковыми — приблизительно 1.15. Первые шаги по координатам z и r вычислялись по формулам

$$h_{z1} = \frac{L(q-1)}{q^{Nz}-1}, \quad h_{r1} = \frac{R_0(q-1)}{q^{Nr}-1}.$$

Шаг по времени τ также выбирался переменным из условия, чтобы разность температур по модулю из временных слоев i и $i-1$ в начале координат, где температура максимальна, не превышала 0.1 К. Следует отметить, что при данном значении параметра q , алгоритме выбора шага по времени τ и «отключенной» экзотермической реакции в процессе счета выполняется закон сохранения энергии:

$$c\rho \int_0^L (T - T_0) dz = \int_0^t \int_0^L \alpha(1-A)I_0(t) \exp\left(-\int_0^z \alpha dz'\right) dt dz, \quad (27)$$

т. е. количество тепла, запасенное в образце при $r=0$, равняется плотности поглощенной ВВ энергии лазерного импульса. При $t \gg \tau_i$ левая часть выражения (27) становится равной

$$c\rho \int_0^L (T - T_0) dz = W(1-A), \quad (28)$$

как и должно быть, так как при $t \rightarrow \infty$ и $L \gg \alpha^{-1}$ интеграл в правой части уравнения (27) равен

$$\int_0^\infty \int_0^\infty \alpha(1-A)I_0(t) \exp\left(-\int_0^z \alpha dz'\right) dt dz = (1-A)W \int_0^\infty \alpha \exp\left(-\int_0^z \alpha dz'\right) dz = (1-A)W,$$

вследствие того, что

$$\int_0^\infty \alpha \exp\left(-\int_0^z \alpha dz'\right) dz = 1.$$

Закон сохранения энергии при численном решении тестовой задачи выполнялся с очень хорошей точностью, порядка 0.1 %.

Результаты расчета зависимости критической плотности энергии зажигания ВВ от радиуса пучка лазерного импульса приведены на рис. 1 (кривые 1–3). Кривая 1 соответствует коэффициенту поглощения $\alpha = 150 \text{ см}^{-1}$, кривая 2 — $\alpha = 150 - 0.1(T - 300) \text{ см}^{-1}$, кривая 3 — $\alpha = 150 + 0.1(T - 300) \text{ см}^{-1}$. Из рисунка видно, что в случае $\beta > 0$ (кривая 3) критическая плотность энергии лазерного импульса уменьшается, а зависимость критической плотности энергии W^* от радиуса пучка становится более пологой относительно кривой 1, которая рассчитана при $\alpha = \text{const}$. В случае $\beta < 0$ (кривая 2) критическая плотность энергии лазерного импульса, наоборот, увеличивается, а зависимость W^* от радиуса пучка становится более резкой по сравнению с кривой 1.

На рис. 1 изображены также результаты расчетов критической плотности энергии лазерного импульса, вычисленные по формулам (18), (21) (точки 4, 5 и 6). Наилучшее совпадение дают результаты расчета при $\beta = 0$ (кривая 2, точки 5). Относительная ошибка ε определения W^* по критерию в зависимости от радиуса светового пучка изменяется от 6.2 % (узкий пучок) до 1.2 % (широкий пучок).

При $\beta < 0$ ошибка возрастает. Для узкого пучка $\varepsilon \approx 8.5 \%$, а для широкого $\varepsilon \approx 7.3 \%$.

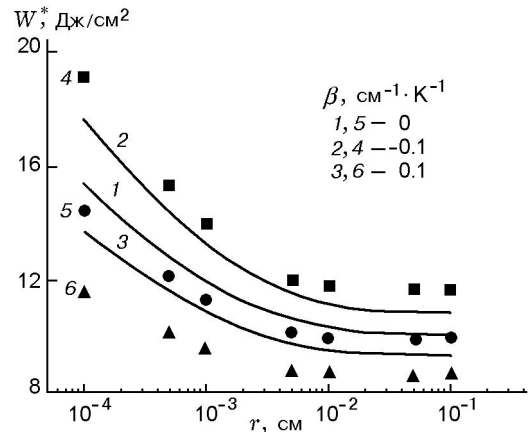


Рис. 1. Влияние радиуса светового пучка лазерного импульса на критическую плотность энергии зажигания взрывчатого вещества при различных зависимостях коэффициента поглощения от температуры:

кривые 1–3 — решение уравнения (2), точки 4–6 — решение по критерию зажигания

Расчет критической плотности энергии по критерию дает завышенное значение относительно W^* , полученного при численном решении уравнения теплопроводности. Это связано с тем, что при выводе критерия полагалось, что коэффициент поглощения уменьшается мгновенно до своего конечного значения. При численном решении уравнения теплопроводности коэффициент α уменьшается в процессе поглощения энергии, т. е. реально энергии поглощается больше, чем это следует из аналитического критерия.

При $\beta > 0$ ошибка возрастает еще больше. Для узкого пучка $\varepsilon \approx 18.1\%$, а для широкого $\varepsilon \approx 9.3\%$. Здесь расчет критической плотности энергии по критерию, напротив, занижает значение W^* относительно полученного при численном решении уравнения теплопроводности. Эта ошибка связана с тем, как уже отмечалась, что при выводе критерия полагали, что коэффициент поглощения увеличивается мгновенно до своего стационарного значения. При численном же моделировании этот коэффициент увеличивается в процессе поглощения энергии твердым телом, т. е. в действительности энергии поглощается меньше, чем это следует из критерия.

Ошибка в вычислении критической плотности энергии по формуле (21) уменьшается, если брать среднее значение критической плотности энергии

$$\bar{W}^* = \frac{W^*(\alpha(T_m)) + W^*(\alpha_0)}{2}.$$

На рис. 2 в логарифмическом масштабе изображены результаты расчета распределения температуры $\Delta T = T - T_0$ в приповерхностном слое образца вдоль оси z при поглощении лазерного импульса длительностью $\tau_i = 40$ нс, плотность энергии импульса $W = 10$ Дж/см². Видно, что распределение температуры в приповерхностном слое твердого тела при поглощении короткого лазерного импульса, т. е. импульса, длительность которого значительно меньше характерного времени диффузии тепла из области поглощения, близко к экспоненциальному. В зависимости от коэффициента β температура ΔT_m на поверхности конденсированного ВВ меняется примерно от 225 К (кривая 3) до 250 К (кривая 1).

На рис. 3 представлены результаты расчета изменения температуры поверхности ΔT_m конденсированного ВВ при различных плотностях

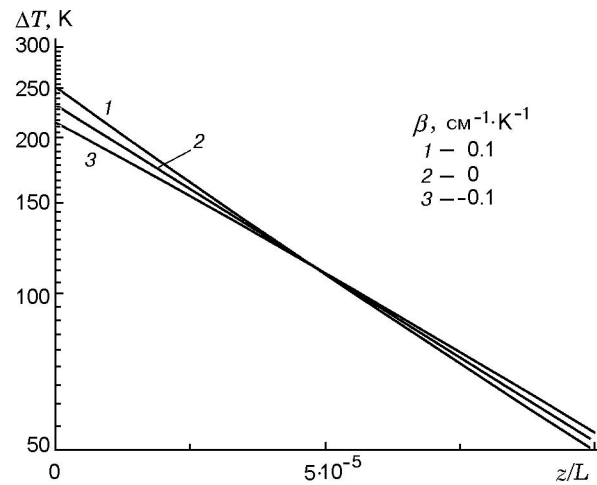


Рис. 2. Распределение температуры в образце при $r = 0$ после окончания лазерного импульса в зависимости от коэффициента β ($\tau_i = 40$ нс, $W = 10$ Дж/см²)

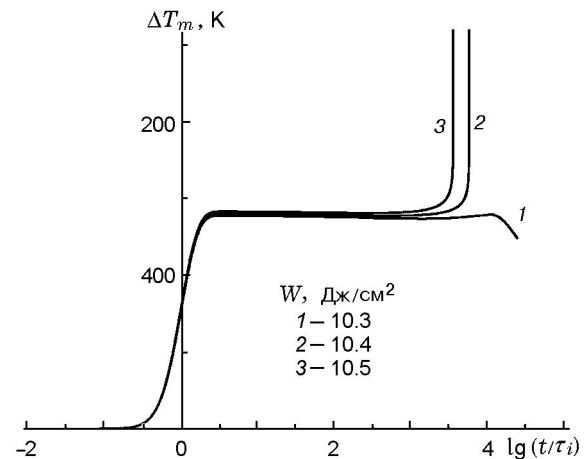


Рис. 3. Изменение температуры поверхности образца в начале координат в зависимости от времени при $r_0 = 10^{-2}$ см и различных значениях W

энергии лазерного импульса длительностью $\tau_i = 40$ нс и радиусе пучка $r_0 = 10^{-2}$ см вблизи порога зажигания при $\beta = 0$.

На рис. 4 изображена зависимость времени задержки зажигания конденсированного ВВ от радиуса светового пучка для критических плотностей энергии при $\beta = 0$. Кривая 1 определялась из графиков зависимостей температуры ΔT_m от времени для критических плотностей энергий (см., например, рис. 3). Время задержки определялось из условия

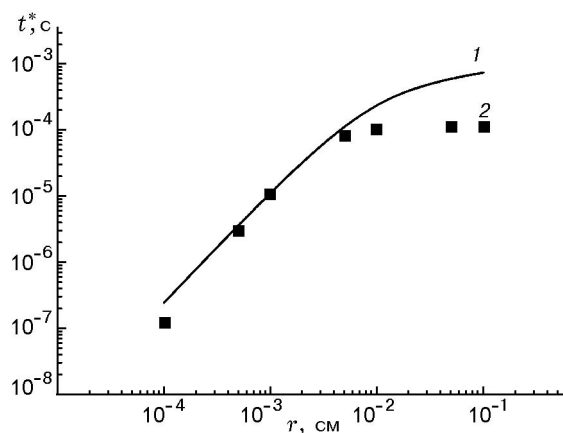


Рис. 4. Зависимость времени задержки зажигания ВВ при критической плотности энергии лазерного импульса от радиуса светового пучка при $\beta = 0$:

кривая 1 — решение уравнения теплопроводности, точки 2 — адиабатический период индукции

$$\left. \frac{d\Delta T_m}{dt} \right|_{t=t^*} \rightarrow \infty.$$

Точки на графиках — время адиабатического периода индукции при температуре T_m , определяемой по критерию (18). Как видно из рис. 4, уменьшение радиуса светового пучка приводит к уменьшению времени задержки вследствие увеличения критической плотности энергии и, как следствие, к повышению температуры поверхности ВВ. Время задержки зажигания пропорционально адиабатическому периоду индукции, как и должно быть для реакции нулевого порядка [32].

ВЫВОДЫ

Получен критерий зажигания ВВ коротким лазерным импульсом, учитывающий влияние радиуса светового пучка и зависимость коэффициента поглощения от температуры. Увеличение коэффициента поглощения с температурой уменьшает порог зажигания ВВ как для широкого, так и для узкого светового пучка лазерного импульса, а уменьшение коэффициента поглощения с температурой, наоборот, приводит к увеличению порога зажигания ВВ лазерным импульсом. В случае узкого пучка ($\alpha \ll 4z_1/r_0^2$) возникает размерный эффект — зависимость критической плотности энергии лазерного импульса от радиуса пучка. Данный эффект обусловлен радиальным теплоотводом из зоны экзотермической реакции. При этом, если

коэффициент поглощения с температурой увеличивается, то размерный эффект появляется при меньшем радиусе светового пучка, чем в случае $\alpha = \text{const}$. И наоборот, если коэффициент поглощения с температурой уменьшается, то размерный эффект возникает при большем радиусе светового пучка, чем в случае $\alpha = \text{const}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бриш А. А., Галеев И. А., Зайцев Б. Н., Сбитнев Е. А., Татаринцев Л. В. О механизме инициирования конденсированных ВВ излучением ОКГ // Физика горения и взрыва. — 1969. — Т. 5, № 4. — С. 475–480.
2. Волкова А. А., Зинченко А. Д., Санин И. В., Таржанов В. И., Токарев Б. Б. Временные характеристики инициирования тэна лазерным излучением // Физика горения и взрыва. — 1977. — Т. 13, № 5. — С. 760–766.
3. Александров Е. И., Ципилев В. П. Размерный эффект при инициировании прессованного азида свинца лазерным моноимпульсным излучением // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 5. — С. 77–81.
4. Карabanов Ю. Ф., Боболев В. К. Зажигание инициирующих взрывчатых веществ импульсом лазерного излучения // Докл. АН СССР. — 1981. — Т. 256, № 5. — С. 1152–1154.
5. Hagan J. T., Chaudri M. M. Low energy laser initiation of single crystals of β -lead azide // J. Mater. Sci. — 1981. — V. 16. — P. 2457–2466.
6. Александров Е. И., Ципилев В. П. Исследование влияния длительности возбуждающего импульса на чувствительность азиды свинца к действию лазерного излучения // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 6. — С. 104–109.
7. Быхало А. И., Жужукало Е. В., Ковальский Н. Г., Коломыйский А. Н., Коробов В. В., Рожков А. Д., Юдин А. И. Иницирование тэна мощным лазерным излучением // Физика горения и взрыва. — 1985. — Т. 21, № 4. — С. 110–113.
8. Таржанов В. И., Зинченко А. Д., Сдобнов В. И., Токарев Б. Б., Погребов А. И., Волкова А. А. Лазерное инициирование тэна // Физика горения и взрыва. — 1996. — Т. 32, № 4. — С. 113–119.
9. Илюшин М. А., Целинский И. В., Чернай А. В. Светочувствительные взрывчатые вещества и составы и их инициирование лазерным моноимпульсом // Рос. хим. журн. — 1997. — Т. 41, № 4. — С. 81–90.
10. Чернай А. В., Соболев В. В., Чернай В. А., Илюшин М. А., Длугашек А. Лазерное инициирование взрывчатых составов на

- основе ди-(3-гидразино-4-амино-1,2,3-триазол)-медь (II) перхлората // Физика горения и взрыва. — 2003. — Т. 39, № 3. — С. 105–110.
11. **Илюшин М. А., Угрюмов И. А., Козлов А. С., Долматов В. Ю., Шугалей И. В., Головчак А. Н., Веденецкий А. В., Королев Д. В., Осташев В. Б.** Влияние добавок ультрадисперсных частиц углерода на порог лазерного инициирования полимерсодержащего светочувствительного взрывчатого состава // Хим. физика. — 2005. — Т. 24, № 10. — С. 49–56.
 12. **Медведев В. В.** Влияние неоднородного облучения на пороги зажигания двухосновного пористого топлива // Хим. физика. — 2009. — Т. 28, № 6. — С. 74–76.
 13. **Ковальский А. А., Хлевной С. С., Михеев В. Ф.** К вопросу о зажигании баллистических порохов // Физика горения и взрыва. — 1967. — Т. 3, № 4. — С. 527–541.
 14. **Вилюнов В. Н.** Теория зажигания конденсированных веществ. — Новосибирск: Наука, 1984.
 15. **Ассовский И. Г., Лейпунский О. И.** К теории зажигания топлива световым импульсом // Физика горения и взрыва. — 1980. — Т. 16, № 1. — С. 3–10.
 16. **Зарко В. Е., Кискин А. Б.** Численное моделирование нестационарного горения пороха при действии светового потока // Физика горения и взрыва. — 1980. — Т. 16, № 6. — С. 54–59.
 17. **Чернай А. В.** Об инициировании химической реакции в тэне световым излучением // Физика горения и взрыва. — 1982. — Т. 18, № 6. — С. 48–53.
 18. **Таржанов В. И., Куропатенко В. Ф., Сапожников А. Т., Першина А. В., Волкова А. А.** Математическое моделирование инициирования тэна лазерным излучением // Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах: сб. докл. I Всесоюз. совещания по детонации. — Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1978. — С. 46–50.
 19. **Ханефт А. В.** К инициированию азида свинца электронным импульсом // Физика горения и взрыва. — 1993. — Т. 29, № 5. — С. 63–66.
 20. **Дик И. Г.** О зажигании конденсированного вещества узким световым пучком // Горение конденсированных систем: материалы 8 Всесоюз. симп. по горению и взрыву, Ташкент, 13–17 октября, 1986. — Черноголовка, 1986. — С. 94–97.
 21. **Ассовский И. Г.** Взаимодействие лазерного излучения с реагирующим веществом. Критический диаметр светового пучка // Докл. АН. — 1994. — Т. 337, № 6. — С. 752–756.
 22. **Ханефт А. В.** Влияние распределения светового потока в лазерном пучке на критическую энергию зажигания конденсированного вещества // Хим. физика. — 1998. — Т. 17, № 10. — С. 67–70.
 23. **Ассовский И. Г.** Физика горения и внутренняя баллистика. — М.: Наука, 2005.
 24. **Панков Ж.** Оптические процессы в полупроводниках. — М.: Мир, 1973.
 25. **Барцевский Б. У.** Фотоэлектрические и оптические свойства галогенидов серебра. — М.: Всесоюз. заочный ин-т инженеров железнодорожного транспорта, 1967.
 26. **Пихтин А. Н.** Оптическая и квантовая электроника. — М.: Высш. шк., 2001.
 27. **Ковалев А. А., Жвавый С. П., Зыков Г. Л.** Динамика лазерно-индуцированных фазовых переходов в теллуриде кадмия // Физика и техника полупроводников. — 2005. — Т. 39, вып. 11. — С. 1345–1349.
 28. **Аверсон А. Э., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г.** Приближенный метод решения задач тепловой теории зажигания // Докл. АН СССР. — 1968. — Т. 178, № 1. — С. 131–134.
 29. **Khanefit A. V.** The effect of the light beam diameter of a laser pulse on the critical energy of explosive ignition // Изв. вузов. Физика. Приложение. — 2006. — № 10. — С. 196–199.
 30. **Khanefit A. V., Duginov E. V.** The effect of the light beam radius of a laser pulse on the critical energy of explosive ignition // Energetic Materials — Characterisation and Performance of Advanced Systems. 38th Intern. Annu. Conf. of ICT, June 26–June 29, 2007, Karlsruhe, Federal Republic of Germany. — P. 117-1–117-11.
 31. **Дульнев Г. Н., Парфенов В. Г., Сигалов А. В.** Применение ЭВМ для решения задач теплообмена. — М.: Высш. шк., 1990.
 32. **Франк-Каменецкий Д. А.** Диффузия и теплотеплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1967.
 33. **Самарский А. А., Попов Ю. П.** Разностные методы решения задач газовой динамики. — М.: Наука, 1980.

*Поступила в редакцию 13/IX 2010 г.,
в окончательном варианте — 2/XI 2010 г.*